

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(СПбГУ)

Кафедра общей физики-1
Направление «Физика»



ИОННОЕ УВЛЕЧЕНИЕ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

Бакалаврская работа студента

_____ **Тарасова Сергея Александровича**

Научный руководитель:

_____ д. ф.-м. н., проф. **Карасев В. Ю.**

Рецензент:

_____ к. ф.-м. н., доц. **Полищук В. А.**

Санкт-Петербург
2017

Содержание

| | | |
|---|---------------------------|----|
| 1 | Введение | 2 |
| 2 | Динамика пылевой плазмы | 3 |
| 3 | Сила ионного увлечения | 5 |
| 4 | Постановка задачи | 6 |
| 5 | Оценка параметров разряда | 8 |
| 6 | Эксперимент | 10 |
| 7 | Заключение | 13 |
| | Литература | 14 |

1 Введение

Пылевая или комплексная плазма - это ионизированный газ, содержащий в себе заряженные макрочастицы, поведение которых сильно зависит от параметров газа и внешних воздействий. При определённых условиях возможно образование квазикристаллических структур, представляющих собой аналоги настоящих кристаллов, где роль молекул или ионов играют макрочастицы. Непостоянство их заряда, большое количество действующих сил, диссипативность и чувствительность к внешним воздействиям делают такие структуры интересным объектом для изучения. [1]

Пылевая плазма широко распространена в космосе и на Земле. Пылевую компоненту содержат диски галактик, пылевые туманности, хвосты комет, кольца планет и другие космические объекты [2]. Также опыты с пылевой плазмой проводились на МКС [3]. На Земле наибольший интерес представляет пылевая плазма техногенного характера, которая, например, образуется в реактивной струе твердотопливного ракетного двигателя или же в обычном пламени. Пылевая плазма в лабораториях чаще всего создаётся в газовых разрядах, т.к. газ прозрачен, что упрощает наблюдения и даже даёт возможность непосредственно снимать скорость и координаты макрочастиц. Кроме того, её возможно использовать в нанотехнологии [4].

Акцент в исследованиях чаще всего делается на изучение пылевых кристаллов. В работе [1] автор проводит обзор современной литературы, основных направлений исследований и описание существующей теории. В пылевой плазме можно наблюдать множество различных эффектов. От параметров плазмы зависит расстояние между макрочастицами в упорядоченной структуре, их заряд, деградация поверхности, действующие на них силы. Возможно наблюдение звука в таком кристалле [5], который появляется по аналогии с классическими кристаллами, также можно наблюдать процессы плавления и затвердевания. Ионное увлечение ответственно за образование войдов в кристаллах в условиях микрогравитации [3], то есть обширных пустот, окружённых макрочастицами, кроме того в магнитном поле наблюдается вращение пылевых кристаллов, обусловленное этой силой [6].

В данной работе рассмотрен вопрос динамики пылевой плазмы, главным образом ионное увлечение в ней, а также возможность построения ловушки с преобладающей силой ионного увлечения, в частности для проверки результатов [7]. Это предполагает определение приблизительных параметров установки, при которых можно ожидать зависание макрочастиц, подбор этих частиц, подбор параметров плазмы и определение направления дальнейшей работы. Также проведена оценка величины силы ионного увлечения для предполагаемых параметров.

2 Динамика пылевой плазмы

Из-за большого количества типов частиц, входящих в плазму, она имеет достаточно сложное влияние на макрочастицы, т.к. они из-за различия в подвижности электронов и ионов приобретают отрицательный заряд. При этом действует достаточно большое количество сил, связанных как со столкновениями, так и с электромагнитными полями в плазме.

Рассмотрим силы, действующие на макрочастицу. В первую очередь на неё действует сила тяжести, выражаемая формулой

$$F_g = mg$$

Эта сила зависит только от плотности и размера частиц, для шарообразных $m = \frac{4\pi}{3}a^3\rho$, где a - радиус частиц, ρ - их плотность.

На частицу также действует поток нейтральных атомов в газе, эта сила называется силой трения со стороны нейтралов. Возникает она при движении газа относительно макрочастиц и является диссипативной. Если плазма слабоионизирована, то такая сила может быть преобладающей. Кроме того, из-за низкой скорости макрочастиц по сравнению с тепловой скоростью молекул или атомов, эта сила пропорциональна скорости частиц относительно газа. Различается два режима действия этой силы, определяемых отношением длины свободного пробега атомов или молекул к размеру частицы a : гидродинамический, когда это отношение мало $l_n/a \ll 1$, и обратный случай, когда это соотношение велико. В первом применяется формула Стокса для силы сопротивления [8]

$$F_n = -6\pi\nu a u$$

где ν - вязкость газа, u - скорость движения частицы относительно газа, во втором же и используется формула [9] [10]

$$F_n = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3}\gamma a^2 n_n T_n \frac{u}{v_{T_n}}$$

здесь n_n является концентрацией нейтральных частиц в плазме, T_n есть их температура, а γ определяется взаимодействием атомов или молекул с поверхностью частицы. Подробный анализ силы трения приводится в [1].

В газе бывают градиенты температуры, которые тоже влияют на частицу - за счёт более высокого импульса атомов и молекул в тёплых областях, макрочастица получает больший импульс от ударов частиц газа с этой стороны, возникает сила влечения в направлении более холодной области. Эта сила называется термофоретической [1] [11]

$$F_{th} = -\frac{4\sqrt{2\pi}}{15} \frac{a^2}{v_{T_n}} \kappa_n \nabla T_n$$

где κ_n есть коэффициент теплопроводности газа. Термофоретическая сила не зависит от давления и температуры газа, в основном она зависит от радиуса макрочастиц, градиента температур и вида газа. В газоразрядной пылевой плазме, создаваемой в разрядных трубках, термофоретическая сила может мешать появлению кристалла из-за градиента температур: ток разряда нагревает газ, а стенки трубки охлаждают. Подробно эта сила рассматривается в работах [12] [13].

В плазме частицы приобретают заряд [14], обычно отрицательный, что обусловлено более высокой подвижностью электронов в плазме, чем ионов. Тем самым частицы взаимодействуют с приложенным электрическим или магнитным (при их движении) полем. В случае взаимодействия с электрическим полем на частицу действует электростатическая сила, которая выражается формулой [1] [15]

$$F_e = Z_d e E_{eff}$$

где $Z_d e$ представляет собой заряд частицы, выраженный в единицах элементарного заряда, а E_{eff} является эффективной величиной поля и выражается как $E_{eff} = E[1 + (a/\lambda_D)^2/3(1 + a/\lambda_D)]$, где λ_D - радиус Дебая. E_{eff} несколько больше E за счёт поляризации плазмы вблизи пылевой частицы, которая индуцируется внешним полем. Однако, рассматривая плазму низкого давления, когда $a \ll \lambda_D$, согласно [1] можно использовать формулу

$$F_e = Z_d e E$$

Поляризация плазмы также создаёт дипольный момент у макрочастиц, и в связи с этим на них действует сила $F_{dp} = (p\nabla)E$, однако обычно она значительно слабее F_e .

Наконец, на заряженные макрочастицы в потоке ионов действует сила ионного увлечения. За неё ответственны два процесса: упругие столкновения ионов с макрочастицами, т.е. рассеяние ионов в электрическом поле частицы, и неупругие столкновения ионов с пылевыми частицами, при которых происходит поглощение частицей иона. Ионное увлечение оказывает значительное влияние на структуры в пылевой плазме [16], отвечает за вращение структур в магнитном поле [17],[6], оказывает влияние на дисперсию колебаний низкой частоты в пылевой плазме [18], [19], ответственно за образование войдов в микрогравитации [20], [3], то есть свободных от частиц полостей в плазменно-кристаллической структуре, а также определяет коэффициенты трения и диффузии невзаимодействующих броуновских частиц в высокоионизированной пылевой плазме [1]. Рассмотрим более подробно эту силу.

3 Сила ионного увлечения

Разберём формулу, приведённую в [1] и выведенную в [21], которая используется в экспериментальной части этой работы:

$$F_{id} = -\frac{8\sqrt{2\pi}}{3} am_i n_i u_i v_{T_i} \left(1 + \frac{z\tau}{2} + \left(\frac{z\tau}{2} \right)^2 \Pi \right)$$

$$\Pi = 2 \int \exp(-x) \ln \frac{2\lambda_D/a + z\tau}{2x + z\tau} dx$$

В этой формуле: a - радиус частицы пыли, m_i - масса иона, n_i - плотность потока ионов, u_i - скорость иона относительно частицы, v_T - тепловая скорость ионов, z - приведённый заряд, τ - отношение температур ионов и электронов, λ_D - дебаевская длина. Как уже сказано выше, на макрочастицы ионы действуют через два типа столкновений - упругие и неупругие, что отражено в приведённой формуле. Она справедлива при условии, что $a \ll \lambda_D \ll l_i$, где l_i - длина свободного пробега иона, также должно выполняться условие, что расстояние между частицами значительно больше длины Дебая, положительные ионы полагаются заряженными e . Общая формула выглядит как

$$F_{id} = m \int v u f_i(u) [\sigma_c(v) + \sigma_s(v)]$$

где u - скорость тока ионов, $f_i(u)$ - функция распределения ионов по скоростям, а две компоненты в квадратных скобках - транспортные сечения для столкновений и рассеивания соответственно. Подробно эта формула описана в [1] и [2]. Сечение для столкновений выводится исходя из приближения ограниченного орбитального движения и зависит от размера макрочастицы как $\sigma_c = \pi a^2 (1 + 2\rho_0/a)$, где $\rho_0(v) = Z_d e^2 / m v^2$ есть радиус Кулона (Ландау), при этом $\rho_0(v_{T_i})/a = z\tau$. Отсюда видно, что в конечной формуле в скобках компонента $(1 + z\tau/2)$ отвечает за столкновительную часть силы ионного увлечения.

Рассмотрим теперь компоненту $(z\tau/2)^2 \Pi$, которая отвечает за рассеяние ионов в поле макрочастиц. Для этого необходимо получить распределение потенциала около частицы, что является нетривиальной задачей. В [21] при вычислениях используются результаты, полученные в том числе с помощью численного моделирования. На небольших расстояниях этот потенциал следует закону $U(r) \propto \exp(-r/\lambda_D)/r$, но с ростом расстояния он переходит в $U(r) \propto 1/r^2$. Из-за этого сечение рассеяния вычисляется численно, при этом оно будет равно $4\pi\rho_0\Gamma$, где Γ является кулоновским логарифмом. Подробные вычисления приведены в литературе, здесь же важно сказать, что процессы упругих столкновений сильно зависят от давления газа и величины приложенного поля, предполагается [1][21], что в слабых полях сила ионного увлечения может быть доминирующей. В пределе нейтральных макрочастиц

сила ионного увлечения переходит в силу трения нейтрального газа.

В сравнении с электростатическими силами в пределе слабого электрического поля, т.е. если $E \ll T_i/eli$, скорость ионов согласно [21] можно положить $u = b_i E$, где $b_i = eli v_{Ti}/T_i$ - подвижность ионов. Электростатическая сила равна $F_E = Z_d e E$, и тогда отношение F_i/F_E не будет зависеть от E . Для пылевых частиц микронных размеров оказывается, что F_{id} несколько превосходит F_E .

4 Постановка задачи

В опытах с пылевой плазмой большой интерес представляет изучение различных упорядоченных структур. В лабораторных установках такие структуры, пылевые кристаллы, удаётся получить с использованием различных ловушек. В частности, широко используется газовый разряд низкого давления, в котором добиваются возникновения страт, на градиенте электрического поля в страте удаётся получить зависание пылевых частиц и образование кристалла. Схема установки приведена на рис. 1.

В такой трубке на частицу в основном действуют сила тяжести и электростатическая сила, приблизительно на пике светимости страты создаются благоприятные условия для равновесия этих сил и тем самым удаётся сформировать пылевой кристалл. Изменяя параметры установки, можно добиться различного расположения страт и структуры.

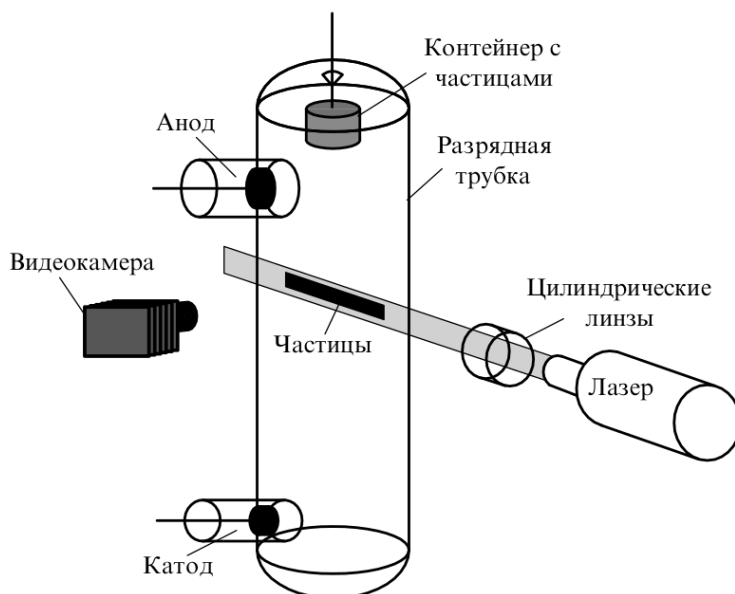


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента по изучению формирования структур в газовом разряде постоянного тока, приведённая в [1]. Частицы всыпаются в разряд и зависают в страте, удерживаемые F_E .

В работе [7] высказано предположение, что возможно создание ловушки с использованием доминирующей силы ионного увлечения. Макрочастицы должны удерживаться вертикальным дрейфом ионов вверх в разрядной трубке. При этом получается в некотором смысле перевёрнутая ловушка, описанная ранее. В ней сила тяжести и электростатическая сила будут сонаправлены вниз и противодействующей им будет являться сила ионного увлечения. Было показано, что такое возможно в условиях плазмы низкого давления порядка $10^{-2} - 10^{-3}$ торр. Утверждается, что силы ионного увлечения зависят от отношения u/V_{Ti} , при $u \gg v_{Ti}$ будет справедлива формула

$$F_{id} = \pi a^2 m_i n_i u^2$$

При условии, что

$$F_g = \frac{4\pi}{3} g \rho a^3$$

частицы будут удерживаться от падения согласно [7], где g - ускорение свободного падения и ρ - плотность материала частицы. Радиус удерживаемых частиц предполагается

$$a \approx \frac{3eE}{4\pi g \rho T_i} \frac{I}{b_e} \left(\frac{l_i}{R_0} \right)^2$$

где R_0 есть радиус разрядной трубки, I - ток разряда, b_e - подвижность электронов.

Данная работа имеет целью описание и оценку силы ионного увлечения и демонстрацию возможности создания ловушки для макрочастиц на основе этой диссипативной силы. Также была поставлена задача проверить результат экспериментально, то есть сконструировать и испытать ловушку для частиц на основе работы [7]. При этом работа не имеет цели определить точные параметры эксперимента, в связи с этим нет необходимости при конструировании разрядной трубки учитывать возможность точно измерять параметры газа, такие как температуру и ионизацию, а также возможность получения качественных изображений структуры. Необходимо определить оценочные параметры экспериментальной установки и плазмы, на основе приблизительных величин сил при этих параметрах сделать вывод, при каких условиях возможно зависание частиц и сопоставить этот результат с выводами в [7].

5 Оценка параметров разряда

Проведём оценку параметров плазмы для определения условий, в которых будет возможно добиться зависания частиц. Для этого воспользуемся известными из литературы данными. Проведём некоторые преобразования формулы F_{id} для соответствия с экспериментом, так как в [7] используются величины l_i и b_e , и для оценки F_{id} нужно знать b_i . Удобнее работать с отношением b_i/b_e , приводимым в литературе, кроме того, предлагается использовать более общую формулу для F_{id} .

Рассматривается поток ионов в газоразрядной трубке радиусом 1 см, известно давление газа и ток разряда. Тогда плотность потока можно выразить через эти параметры, то есть $n_i = I/eb_eES$ где S - сечение трубки, E - поле внутри неё, I - ток разряда, b_e - подвижность электронов, e - элементарный заряд. Также известно, что $u_i = b_iE$, где b_i - подвижность ионов. Тогда в произведении un_i сокращается поле E , а отношение $b_i/b_e = 10^{-2}$ известно из литературы [22] для плазмы низкого давления при учёте того, что $b_{i,e} = el_{i,e}/2\sqrt{3m_{i,e}k_BT_{i,e}}$

$$un_i = \frac{b_i}{b_e} \frac{I}{eS} = 10^{-2} \frac{I}{eS}$$

Далее, исходя из того, что $z = |Z_d|e^2/ak_BT_e$ и $\tau = T_e/T_i$, получаем

$$z\tau = \frac{|Z_d|e^2}{ak_BT_i}$$

Учтём, что в системе СИ здесь будет присутствовать размерный коэффициент:

$$z\tau = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|Z_d|e^2}{ak_BT_i} \approx 10^{10} \frac{|Z_d|e^2}{ak_BT_i}$$

Окончательно расчётная формула в системе СИ будет выглядеть как:

$$F_{id} = \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} am_i v_{T_i} \frac{b_i}{b_e} \frac{I}{eS} \left(1 + \frac{z\tau}{2} + \frac{(z\tau)^2}{2} \right) \int_0^\infty \exp(-x) \ln \frac{2\lambda_D/a + z\tau}{2x + z\tau} dx$$

Рассмотрим величину F_{id} для различных размеров частиц. Выберем a для трёх порядков величин: 0.1 мкм, 1 мкм и 10 мкм, плотность $\rho = 1.5 kg/m^3$. Вычислим для них: $\Pi = \{11.05, 2.82, 0.06\}$ соответственно, далее

$$F_{id} = \{4.4 \cdot 10^{-16}, 1.1 \cdot 10^{-12}, 2.3 \cdot 10^{-10}\}$$

Рассчитаем силу тяжести для частиц таких размеров. Т.к. $F_g = \frac{4\pi}{3} a^3 \rho$, получим соответ-

ственно

$$F_g = 6.3 \cdot \{10^{-18}, 10^{-15}, 10^{-12}\}$$

Кроме того, предлагается учесть электростатическую силу. Попробуем прикинуть её и сравнить по порядку величин с F_g и F_{id} : для частиц вышеуказанных размеров характерны заряды [1] порядка $Z_d = \{10, 10^3, 10^5\}$, выраженные в единицах элементарных зарядов. Соответственно $F_E = Z_d e E$, что при напряжённости поля порядка $E = 1$ В/см приводит к значениям

$$F_E = 1.6 \cdot \{10^{-16}, 10^{-14}, 10^{-12}\}$$

Как мы видим, F_E вполне сравнима с F_{id} и F_g , и её стоит учитывать при проведении расчётов для вышеуказанных давлений и размеров частиц.

Таблица 1. Оценка порядков сил для разных размеров частиц

| a , мкм | F_g , Н | F_e , Н | F_{id} , Н |
|-----------|------------|------------|--------------|
| 0.1 | 10^{-17} | 10^{-16} | 10^{-16} |
| 1 | 10^{-14} | 10^{-14} | 10^{-12} |
| 10 | 10^{-11} | 10^{-12} | 10^{-10} |

6 Эксперимент

Рассмотрим непосредственно экспериментальную установку и ход эксперимента.

Установка представляет собой газоразрядную трубку с небольшим изгибом, в которой находится неон при низком давлении. Длина её составляет 0.5 м, внутренний диаметр 16 мм и толщина стенки 2 мм. Необходимо получить такие условия в ней, при которых не образуется страт. Наличие страт в разряде зависит как от давления газа, так и от формы трубки, причём появляются они в местах возникновения неоднородностей потока электронов. С целью избавиться от них трубка была сделана прямолинейной формы. Схема установки и её фотография приведена на рис. 2. Изгиб трубки всё же присутствует, используется для расположения контейнера с пылевыми частицами, также к нему подсоединяется система откачки. Давление в трубке составляло 10^{-3} торр.

Экспериментальная установка изображена на рис. 2.

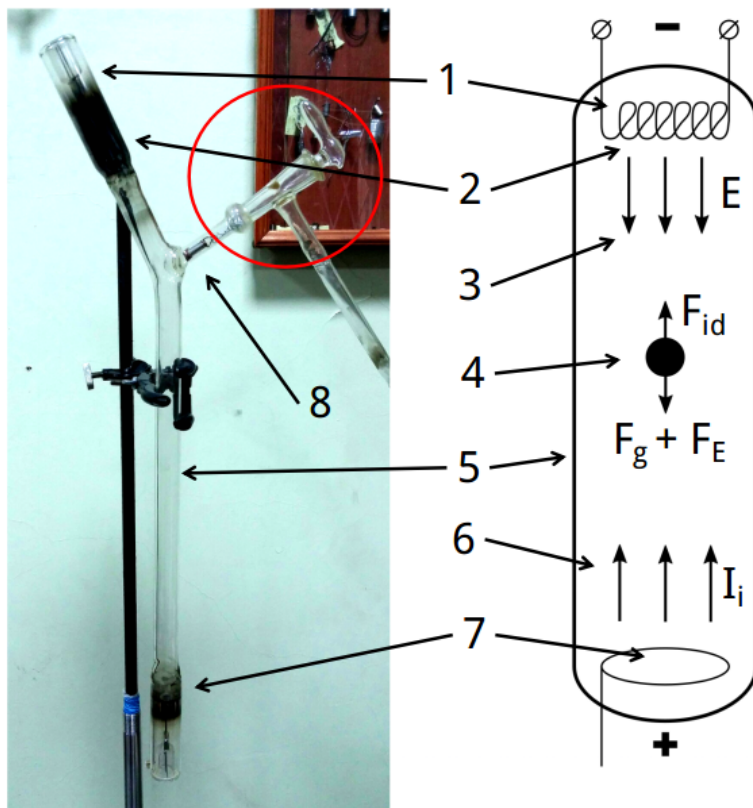


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1 - накальный катод, 2 - накаляемая спираль, 3 - направление потока электронов, 4 - пылевая частица с указанными действующими силами, 5 - стеклянная трубка толщиной 2 мм и внутренним диаметром 16 мм, 6 - поток ионов, направленный вертикально вверх от анода, 7 - анод, 8 - контейнер с частицами, который не отмечен на схеме справа. Также на рисунке обведен вентиль, через который производилась откачка газоразрядной трубки, I_i показывает направление тока ионов, E - напряжённость поля.

Сначала производилась тренировка трубки. Для этого через обведённый на рисунке вакуумный кран производилась откачка до давления порядка 10^{-4} торр, затем стенки трубки обрабатывались снаружи трансформатором Тесла, что позволяло очистить стенки от газов. После этого трубка снова откачивалась и процесс повторялся до получения удовлетворительной чистоты вакуума, что было видно по характеру свечения во время обработки. При этом производился накал катода, причём напряжение сначала подавалось небольшое, а затем увеличивалось до достижения достаточной яркости спирали, тем самым было подобрано рабочее, далее в эксперименте использовалось значение несколько ниже.

После тренировки трубка наполнялась неоном под давлением 10^{-3} торр, производился накал спирали и с источника подавалось напряжение около $U = 2.8 \cdot 10^3$ В через сопротивление $R = 0.5 \cdot 10^6$ Ом. Электрическая схема установки приведена на рис. 3. Рассчитаем напряжение на трубке: $U = I(R + r)$, где r - неизвестное сопротивление трубки, $I = 5 \cdot 10^{-3}$ А - ток разряда, тогда падение напряжения на резисторе составит $U_R = 2.5 \cdot 10^3$ В и напряжение на трубке $U_0 = 300$ В. Длина трубки составляет 0.5 м, учитывая, что разряд имеет неравномерное распределение напряжённости в зависимости от расстояния, при котором происходит значительное падение на катоде и аноде, а в серединной части, которая называется положительным столбом, поле достаточно однородно [24], при таком давлении примем оценочное значение $E = 1$ В/см.

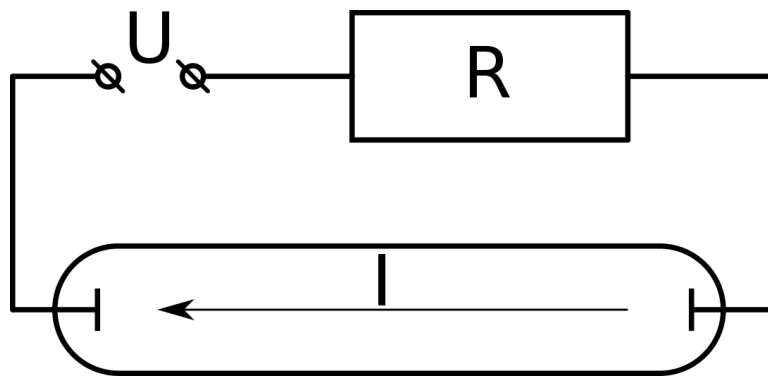


Рис. 3. Используемая электрическая схема, где R - подключенный последовательно к трубке резистор, I - ток в трубке, U - напряжение источника.

Напряжение накала катода подбиралось экспериментально и измерения его точного значения не производилось, только записывалось в единицах делений прибора для удобства работы, в расчётах оно не играет роли. Удалось добиться разряда практически с отсутствием стратификации, и хотя на изгибе трубки всё же образовывалась страта, она лежала не в рабочей области и не мешала проведению эксперимента. После получения удовлетворительных условий разряда в трубку инжектировались частицы из контейнера 8. Выбор частиц осуществлялся на основе их плотности и размера a , учитывая, что из-за большого радиуса Дебая при таких давлениях неважно, является ли частица проводником или диэлектриком.

В качестве частиц использовались фуллерены с $a \approx 0.1$ мкм и полые стеклянные сферы радиусом от 10 до 20 мкм, причём ограничение сверху обусловлено сеткой контейнера, в которой отверстия имеют диаметр 20 мкм. Плотность стеклянных сфер $\rho \approx 0.4 - 0.9 \text{ kg/m}^3$, плотность фуллеренов оценить сложнее из-за их разнообразного состава, в среднем предполагается $\rho \approx 1 \text{ kg/m}^3$. Для визуализации использовался лазер, при этом не производилось никаких искажений луча, не использовался лазерный нож, просто подсвечивался поток падающих частиц с целью определить, происходит ли их зависание или нет.

В целом условия были предположительно близки к расчётным, при этом внутренний диаметр трубки был незначительно меньше взятого для оценки, а температура электронов T_e , приведённая в [22] и достигающая значений порядка 10^4 K , предполагается также достаточно близкой. При этом ток, указанный в литературе, несколько выше, чем был в эксперименте.

В ходе эксперимента не удалось получить зависания структур в потоке ионов. После того, как частицы высыпались из контейнера, они практически свободно падали сквозь разряд на дно трубки. Были испытаны частицы размером 0.1 и 10 мкм. Замечено, что хотя и не удалось подвесить частицы в разряде, всё же частицы меньших размеров испытывали небольшое сопротивление при падении.

Можно предположить, что отрицательный результат эксперимента связан со следующим: фуллерены могут слипаться в кластеры и как следствие - к таким макрочастицам будет не совсем верно применять приведённую выше формулу, т.к. фактически кластеры будут иметь больший размер и массу. Вероятно, кластеры были ближе по размерам к 1 мкм, чем к 0.1 или к 10. Т.к. макрочастицы размером 1 мкм испытаны не были, нельзя сказать точно, удалось бы достичь зависания структуры или нет.

7 Заключение

Таким образом, на основе существующей литературы была проведена оценка силы ионного увлечения для макрочастиц размерами 0.1, 1, 10 мкм для неона давлением 10^{-3} торр и напряжённостью поля порядка 1 В/см. Также проведена грубая оценка и сравнение силы тяжести и электростатической силы с целью найти ожидаемые параметры ловушки для макрочастиц и проверки результатов статьи [7]. Для этого была сконструирована и собрана установка в виде разрядной трубки, в которой создавались условия, близкие к оценочным. В эксперименте не удалось добиться зависания макрочастиц и образования структур, при этом для фуллеренов (0.1 мкм) требуется дополнительная проверка из-за их возможного слипания.

Дальнейшее развитие эксперимента предполагает использование макрочастиц из другого вещества, в частности, для предотвращения их слипания, а также прямые замеры температуры плазмы разряда. Кроме того, планируется повторить эксперимент с использованием более тяжёлого газа, криптона.

Список литературы

- [1] В. Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак, В.И. Молотков, Пылевая плазма, УФН 174, 495 (2004)
- [2] D. A. Mendis, M. Rosenberg, Cosmic dusty plasma, Annu. Rev. Astron. Astrophys. 32: 419-63 (1994)
- [3] A. P. Nefedov, G. E. Morfill, V. E. Fortov, H. M. Thomas et al., PKE-Nefedov: plasma crystal experiments on the International Space Station, New J. Phys. 5 33 (2003)
- [4] L. Boufendi, M. Ch. Jouanny, E. Kovacevic, J. Berndt and M. Mikikian, Dusty plasma for nanotechnology, J. Phys. D: Appl. Phys. 44 174035 (2011)
- [5] N. N. Rao, P. L. Shukla, M. Y. Yu, Dust acoustic waves in dusty plasma, Planet. Space Sci., Vol. 38, No. 4, pp. 543-546, (1990)
- [6] Е.С. Дзлиева, В.Ю. Карасев, И.Ч. Машек, С.И. Павлов, Об ионном увлечении как механизме вращения плазменно-пылевой структуры в страте в магнитном поле, Журнал технической физики 86, 145 (2016)
- [7] Недоспасов А.В, Удержание макрочастиц вертикальным дрейфом ионов, Международная звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, (2017)
- [8] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Гидродинамика, М.: Наука, (1988)
- [9] Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М.: Наука, (1979)
- [10] Epstein P. S., On the Resistance Experienced by Spheres in their Motion through Gases, Phys. Rev. 23 710 (1924)
- [11] L. Talbot, R. K. Cheng, R. W. Schefer, D. R. Willis, Thermophoresis of particles in a heated boundary layer , J. Fluid. Mech. 101 737 (1980)
- [12] Jellum G. M., Daugherty J. E., Graves D. B., Particle thermophoresis in low pressure glow discharges, J. Appl. Phys. 69 6923 (1991)
- [13] H. Rothermel, T. Hagl, G. E. Morfill, M. H. Thoma, H. M. Thomas, Gravity Compensation in Complex Plasmas by Application of a Temperature Gradient, Phys. Rev. Lett. 89 175001 (2002)
- [14] Goree J., Charging of particles in a plasma Plasma Sources Sci. Technol. 3 400 (1994)

- [15] Daugherty J. E., Porteous R. K., Graves D. B., Electrostatic forces on small particles in low-pressure discharges, J. Appl. Phys. 73 1617 (1993)
- [16] Barnes M S et al. Transport of Dust Particles in Glow-Discharge Plasmas Phys. Rev. Lett. 68 313 (1992)
- [17] Konopka U. et al., Rigid and differential plasma crystal rotation induced by magnetic fields, Phys. Rev. E 61 1890 (2000)
- [18] D'Angelo N. Dusty plasma ionization instability with ion drag Phys. Plasmas 5 3155 (1998)
- [19] Khrapak S. A., Yaroshenko V. V. Low-frequency waves in collisional complex plasmas with an ion drift Phys. Plasmas 10 4616 (2003)
- [20] V. N. Tsytovich, S. V. Vladimirov, G. E. Morfill, J. Goree, Theory of collision-dominated dust voids in plasmas, Phys. Rev. E 63 056609 (2001)
- [21] S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill, H. M. Thomas, Ion drag force in complex plasmas, Phys. Rev. E 66, 046414 (2002)
- [22] Грановский В. Л., Электрический ток в газе. Установившийся ток., Наука (1971)
- [23] В. Н. Цытович Развитие физических представлений о взаимодействии плазменных потоков и электростатических полей в пылевой плазме, УФН 177, 428, (2007)
- [24] Райзер Ю. П., Физика газового разряда, Наука (1992)